

ДЕМПФИРОВАНИЕ ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ
ПРОВОДНИКАМИ ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ

Е.Б. Володин

I. В в е д е н и е

В ряде работ неоднократно указывалось на возможность изготовления методом напыления в вакууме целых блоков запоминающих и логических элементов ЦВМ на основе тонких магнитных пленок. Однако в предложенных полностью напыленных конструкциях часто не учитывается одно важное обстоятельство, связанное со свойствами магнитной пленки.

Хотя сама магнитная пленка является малогабаритным элементом, следует помнить, что, например, круглая пленка вместе со своим полем занимает приблизительно объем сферы с радиусом, равным радиусу пленки [1,2]. Благодаря широкому распространению поля, пленка, несмотря на свой разомкнутый магнитопровод, имеет такое малое размагничивающее поле и размагничивающий фактор. Изменение распределения поля пленки в пространстве может привести к существенному изменению ее магнитных свойств. Так, в работе [2] показано, что в случае размещения пленки между двумя бесконечно проводящими пластинами ее быстро изменяющееся во времени поле не может проникнуть сквозь пластины и поэтому концентрируется в зазоре. При этом размагничивающее поле сильно возрастает и при промежутке между пластинами, со-

измеримом с толщиной пленки, достигает величины порядка переменной составляющей намагниченности. Это означает, что в такой системе магнитная пленка утрачивает преимущество пленочного элемента и приближается по своим свойствам к объемному телу. Очевидно, что такая или аналогичная ей система, обладающая колоссальным размагничивающим фактором не может быть использована в цифровых элементах.

Эти эффекты, связанные с реакцией наведенных в проводниках токов Фуко, в некоторой степени будут проявляться и при размещении магнитной пленки между проводниками полосковой линии или системы полосковых линий.

Теоретическое рассмотрение этих вопросов является весьма сложным, так как приводит к необходимости решения граничной задачи в трехмерном пространстве. Хотя истинное распределение поля может быть найдено только при полном решении указанной задачи, мы в настоящей статье, основываясь на граничных условиях и некоторых предположениях, построим качественную картину распределения поля в системе, достаточную, однако, для того, чтобы сделать важные практические выводы.

2. Магнитное поле пленки в симметричной полосковой линии

Будем предполагать проводники идеально проводящими. В этом случае плотность j поверхностных вихревых токов, наведенных в проводниках, равна напряженности поля H на границе раздела, а нормальная к поверхности проводника составляющая H равна нулю. Магнитную пленку будем считать достаточно тонкой, чтобы пренебречь ее вихревыми токами. В дальнейшем будем рассматривать лишь установившуюся переменную составляющую магнитного поля пленки.

Рассмотрим сначала магнитное поле круглой пленки, расположенной между двумя бесконечно протяженными проводящими пластинами. Пусть ее намагниченность однородна, направлена по оси Y (см. рис. 1) и синусоидально изменяется во времени.

В работе [2] было показано, что при $a \ll R$ поле в области пленки однородно по оси Z и составляющая напряженности

$$H_y = -\left(\frac{D}{4R} + \frac{D}{4a}\right) M_y \approx -\frac{D}{4a} M_y. \quad (I)$$

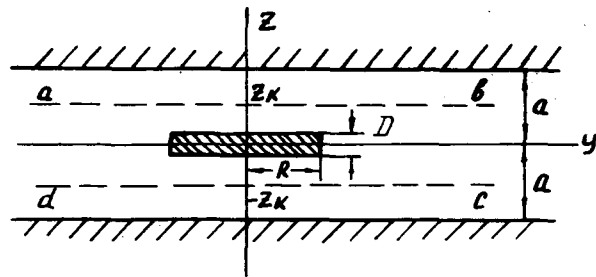


Рис. 1. Дисковый магнитный пленочный элемент, расположенный между двумя бесконечно протяженными проводящими пластинами.

Из выражения для потока через симметричный бесконечно протяженный контур считывания $abcd$, который выражается согласно [2] так:

$$\Phi(z) = \frac{\alpha - z_k}{\alpha} \Phi_0 \quad (z_k < \alpha), \quad (2)$$

где

$$\Phi_0 = 2\mu_0 D R M_y$$

следует, что основная часть потока замыкается в зазоре над и под плоскостью пленки и лишь его $\frac{D}{4a}$ часть вытесняется и замыкается в плоскости пленки. Если предположить однородность поля в области пленки по оси x , то непосредственно над и под пленкой замыкается $\left(\frac{1}{2} - \frac{D}{4a}\right)$ часть потока. Остальная $\frac{1}{2}$ часть излучается в щель между пластинами с боков пленки. На основании этих данных картина распределения поля и вихревого тока в такой системе имеет вид, представленный на рис. 2 в, г.

В случае размещения магнитной пленки в симметричной полосковой линии, направленной по оси Y , при ширине пленки, равной ширине проводника линии b , распределение поля и вихревого тока показано на рис. 3. Данная картина поля принята из следующих соображений. Вихревой ток в полоске не может растекаться так свободно, как в случае бесконечно протяженных пластин. Он также не может концентрироваться на боковых поверхностях полоски. Действительно, напряженность поля у этих краев не может быть большой ввиду того, что при выходе из щели поле может свободно распространяться в пространстве. Таким образом, за счет вытеснения поля из-под полоски его напряженность в центре круглой пленки будет меньше по сравнению с напряженностью поля в системе с бесконечно протяженными пластинами (ср. рис. 2г и 3б). Однако неоднородность поля в этом случае будет большей.

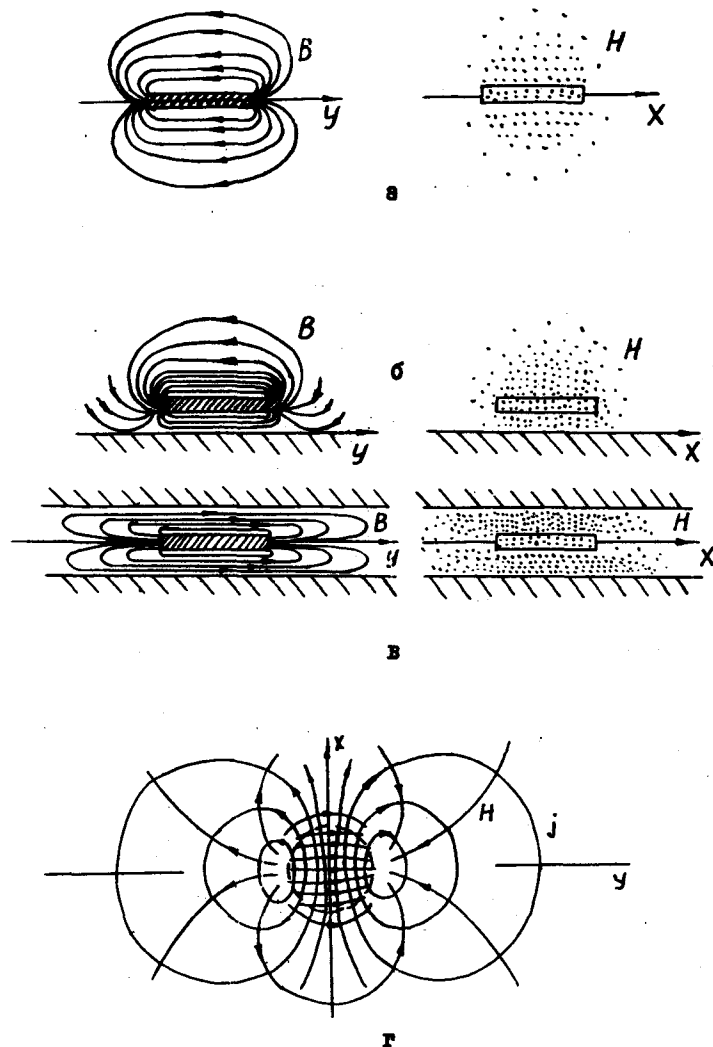


Рис.2. Распределение магнитного поля дискового пленочного элемента с переменной намагнитченностью, направленной по оси y : а) в свободном пространстве; б) над проводящей поверхностью; в) между двумя проводящими поверхностями; г) распределение вихревого тока и напряженности магнитного поля на проводящих поверхностях в случае (в).

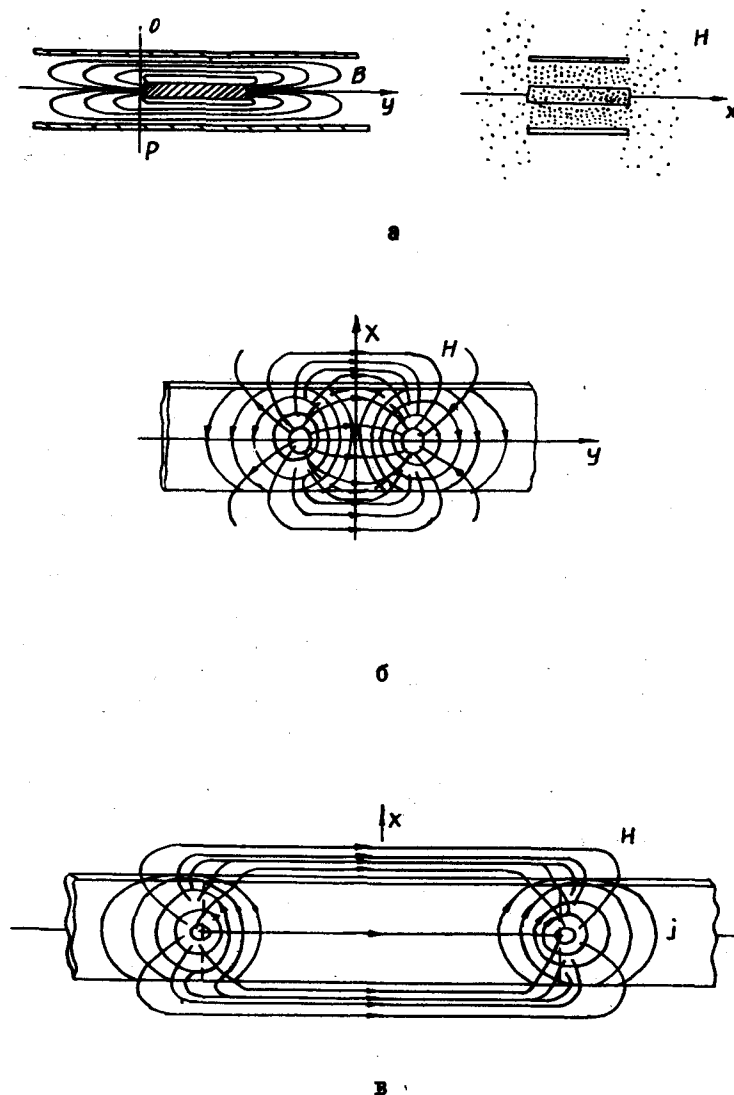


Рис. 3. Распределение магнитного поля пленочного элемента в симметричной полосковой линии с переменной намагнитченностью, направленной вдоль полосок (а); распределение вихревого тока и напряженности магнитного поля на поверхностях полосковых проводников и за проводниками в случае дисковой пленки (б); то же в случае прямоугольной удлиненной пленки (в).

Картина поля прямоугольной пленки подобна картине поля круглой пленки. Отличие состоит только в еще большей неоднородности поля на ее концах. При удлинении пленки вихревой ток и связанное с ним неоднородное поле не будут существенно изменяться. Место их интенсивного действия будет оставаться в пределах ширины пленки на ее концах (см. рис. 3в).

Итак, при изменении намагниченности в пленке вокруг ее концов на поверхностях верхней и нижней полосок возникают вихревые токи. Роль этих токов состоит в создании переменного магнитного поля, компенсирующего изменение нормальной к поверхностям полосок составляющей поля пленки. При этом части пленки у ее концов, занимающие приблизительно площадь квадратов со стороной, равной ширине пленки b , оказываются под действием сильного размагничивающего неоднородного поля. Это поле обеспечивает выталкивание силовых линий переменной индукции пленки из полосковой линии. Вне этих концевых участков пленки, т.е. вне зоны действия вихревых токов, размагничивающее поле имеет величину, близкую к той, которая устанавливается в одиночной пленке.

Среднее размагничивающее поле на концах пленки $\bar{H}_y$ для случая $D \ll a \ll b$ оценим следующим образом. Поток через сечение OP (см. рис. 3а) на некотором расстоянии от конца пленки

$$\Phi_y = \mu_0 M_y D b - 2 \mu_0 a b \bar{H}_y. \quad (3)$$

Напряженность поля в сечении OP

$$\bar{H}_y \approx \frac{\Phi_y}{2ab\mu_0} = \frac{D}{2a} M_y - \bar{H}_y. \quad (4)$$

Плотности вихревых токов на конце пленки и в сечении OP соответственно равны

$$j_x = H_y; \quad \bar{j}_{x1} = \frac{D}{2a} M_y - \bar{H}_y. \quad (5)$$

Исходя из предположения, что вихревой ток не распространяется дальше, чем на ширину пленки, из условия равенства токов

$$k_1 \left(\frac{D}{2a} M_y - \bar{H}_y \right) b = k_2 b H_y \quad (6)$$

с точностью до коэффициента $k < 1$ получаем на концах пленки

$$\bar{H}_y = k \frac{D}{2a} M_y, \quad (7)$$

откуда размагничивающий фактор по оси y , обусловленный вихревыми токами

$$N_{by} = k \frac{D}{2a}. \quad (8)$$

При удалении от концов удлиненной пленки обе эти величины уменьшаются.

Что касается поля переменной составляющей намагниченности, направленной поперек полосок (по оси x), то для него в системе, показанной на рис. 3, полоски, если они достаточно тонкие ($t \ll R, b$), не представляют препятствия. Поэтому в данном случае полосковая линия не оказывает заметного влияния на соответствующий размагничивающий фактор пленки.

3. Меры борьбы с демпфированием

Так как в удлиненных прямоугольных пленках воздействию вихревых токов подвергаются только небольшие концевые квадраты, то возникает естественный способ уменьшить демпфирование обычно применяемых круглых и квадратных пленок. Эти пленки можно разбить на некоторое количество узких прямоугольных пленок, прорезав в окружающих полосковых проводниках щели. В такой системе дело обстоит несколько лучше, чем при простом наборе отдельных полосковых линий с удлиненными пленками такой же величины. Действительно, узкие пленки, лежащие между полосковыми линиями, обладая большой магнитной проницаемостью μ , служат проводниками для поля, выталкиваемого вихревыми токами из-под полосок. К сожалению, возбуждаемое поле, создаваемое током полосок, в случае тонкой магнитной пленки (толщиной порядка тысячи ангстрем и менее) концентрируется только под полосками. Оно быстро уменьшается при удалении от краев полосок.

Вопрос растяжения поля полоскового проводника магнитными пленками частично исследовался в работе [4]. Используя полученные там выражения, численными методами можно найти распределение поля в пленке с учетом вихревых токов на частотах вплоть до нескольких сот мегагерц. Однако из расчетов, проведенных в [4], следует, что влияние вихревых токов в тонких пленках на частоте порядка ста мегагерц незначительно.

Если не учитывать вихревые токи в пленке, то напряженность поля на расстоянии y от центра полоски шириной b с точностью до членов разложения по $\frac{1}{u}$ ($u \gg 1$) второго и более высоких порядков малости определяется как

$$H_y = \frac{H_0}{\pi} \left(\frac{\cos u_2}{u_2} - \frac{\cos u_1}{u_1} \right) - \frac{H_0}{\pi u_2} \quad (9)$$

$$(|y| > \frac{b}{2}; h \ll y - \frac{b}{2}; y - \frac{b}{2} \gg D),$$

где $H_0 = \frac{I}{2b}$ - напряженность магнитного поля, создаваемая током I , в центре полоски без пленки; h - расстояние от полоски до пленки;

$$u_1 = \frac{2(y + \frac{b}{2})}{D\mu}; \quad u_2 = \frac{2(y - \frac{b}{2})}{D\mu}.$$

Если ширина щели так мала, что $u_2 \ll 1$, то с точностью до малых величин

$$H_y = \frac{H_0}{2} \left[1 - \frac{2}{\pi} \frac{\cos u_1}{u_1} - \frac{2}{\pi} u_2 (1,577 + \ln u_2) \right] \quad (10)$$

$$(|y| > \frac{b}{2}; h \ll y - \frac{b}{2}; y - \frac{b}{2} \gg D; u_1 \gg 1).$$

Таким образом, для того, чтобы возбуждающее поле в пленке было однородным, в середине щели должно удовлетворяться неравенство:

$$\frac{2}{\pi} u_2 (1,577 + \ln u_2) \ll 1. \quad (11)$$

Подсчет показывает, что для типовых пермалловых пленок необходимая ширина щелей оказывается очень малой (менее 50 мкм). Это приводит к очень частой решетке, так как очевидно, что напряженность размагничивающего поля пленки будет обратно пропорциональна общей площади щелей. С другой стороны, ширина полосок должна в несколько раз превосходить ширину щелей, ибо в противном случае, при $u_1, u_2 \ll 1$, выражение для H_y принимает вид

$$H_y = \frac{H_0}{\pi} (u_1 \ln u_1 - u_2 \ln u_2) \quad (12)$$

$$(|y| > \frac{b}{2}; h \ll y - \frac{b}{2}; y - \frac{b}{2} \gg D),$$

из которого следует, что однородность поля снова ухудшается.

При не очень узких щелях воздействию внешнего поля подвергаются лишь части пленки, лежащие непосредственно под полосками.

Физически положительный эффект решетчатой полосковой системы объясняется тем, что она дает возможность переменному потоку пленки просачиваться сквозь щели и занимать объем, близкий к объему поля одиночной пленки (см. рис. 4а).

Эффективный объем пленочного элемента можно уменьшить, расположив симметрично над первой пленкой вторую магнитную пленку с такими же свойствами.

Как было показано в [4], магнитные пермалловые пленки, толщиной порядка тысячи ангстрем и менее, практически прозрачны для магнитного поля на частотах вплоть до нескольких сот мегагерц. Поэтому поле двухпленочной системы может быть найдено как суперпозиция полей одиночных пленок.

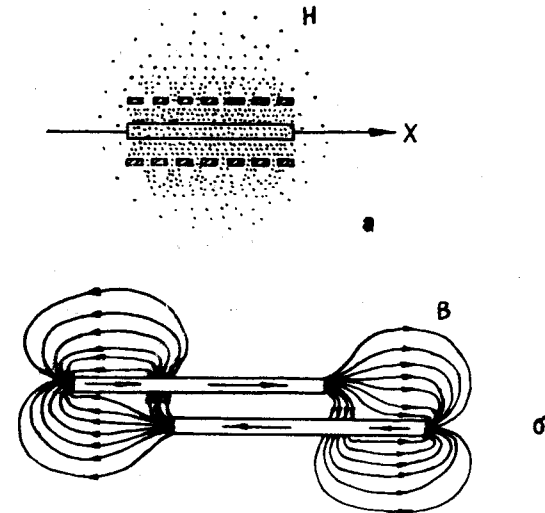


Рис. 4. Распределение магнитного поля пленки с переменной намагниченностью в симметричной полосковой линии с щелями (а); магнитное поле двухпленочного элемента при точном расположении пленок (б).

Воспользовавшись результатами работы [2], получаем следующее выражение для поля по оси Z двухпленочного дискового элемента с противоположно направленными, но равными намагниченностями, в случае $h \ll R$:

$$H_{xy} = 6 \frac{k_1^2 - k_1 z}{R^2 + z^2} H_{0xy}, \quad (13)$$

где k_1 - половина зазора между центрами пленок;

$$H_{0xy} = \frac{1}{4} \frac{DR^2}{(R^2 + z^2)^{3/2}} M_{xy} - \text{напряженность поля одиночной пленки.}$$

Из выражения (13) следует, что при $k_1 \ll R$ практически весь поток замыкается через квазизамкнутый магнитопровод пленок. Очевидно, что окружающие проводники не будут существенно влиять на изменение намагниченности пленок, если

$$6 \frac{k_1^2}{Ra} < 1 \quad (14)$$

(a - половина зазора между проводниками).

Последнее условие легко выполняется даже в весьма миниатюрных полностью напыленных конструкциях.

Преимуществом данной системы является то, что в ней локализовано не только переменное, но и постоянное магнитное поле. Отметим, что проходящие между пленками проводники возбуждающих и съемных полосковых линий должны быть решетчатыми для беспрепятственного пропускания потока пленок.

При неточном расположении пленок друг над другом на их выступающих концах создается поле рассеяния (см. рис. 4б), напряженность и глубина распространения которого приблизительно те же, что и у одиночных пленок. Поэтому эти части пленок будут демпфироваться окружающими полосковыми проводниками в такой же степени, как и одиночные пленки таких же размеров.

4. Эксперимент

Для проверки высказанных выше предположений был проделан следующий эксперимент. В несимметричную полосковую линию феррографа с продольной петлей связи, приклеенной с внешней стороны полоски (рис. 5) помещалась магнитная пленка толщиной 0,3 мкр и размерами 15x10 мм². Толщина стеклянной подложки пленки 0,15 мм. Подложка располагалась так, что переменное магнитное поле полосковой линии (0,08 эрстед, 100мгц) дейст-

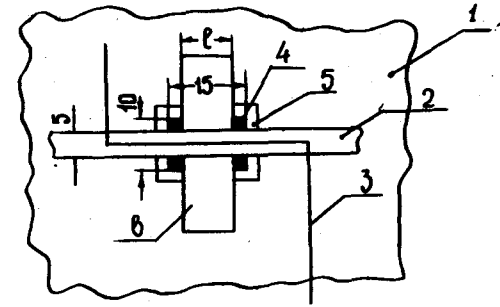


Рис. 5. Экспериментальная система. 1 - проводящая плата; 2 - полоска с высокочастотным током; 3 - съемный виток; 4 - магнитная пленка; 5 - подложка; 6 - изолированная проводящая пластинка.

вовало вдоль направления трудного намагничивания пленки. Между подложкой и полоской могла вставляться изолированная медная пластинка толщиной 50 мкр и длиной 35 мм. Имелся набор таких пластинок с различной шириной.

Были сняты две характеристики, отражающие зависимость потока, охватывающего петлю связи, от ширины пластинки при продольном и перпендикулярном расположении ее относительно полосковой линии.

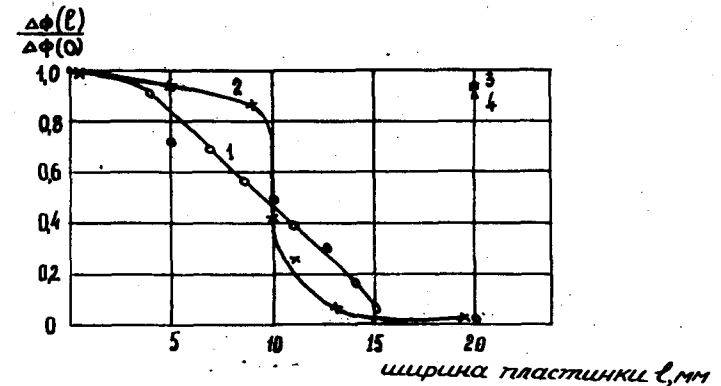


Рис. 6. Зависимость переменного магнитного потока пленки, охватывающего съемный виток, от ширины проводящей пластинки в случае ее перпендикулярного (1) и параллельного (2) расположения относительно полосковой линии; (3) - величина потока в случае перпендикулярно расположенной пластинки с продольными щелями 1x15 мм², прорезанными с шагом 2 мм; (4) - то же, но с более узкими щелями: 0,5x15 мм²

Как видно из графиков (рис. 6), в случае полосковых проводников, полностью закрывающих пленку, основная часть магнитного потока замыкается под полосками и не охватывает съемный виток. Однако эти же проводники с прорезанными в них узкими щелями практически не влияют на распространение поля пленки.

Л и т е р а т у р а

1. H. Chang. Brit. J. Appl. Phys. 1961, 12, p. 160.

2. А.П. Сухоруков. Магнитное поле ферромагнитной пленки, помещенной между токопроводящими пластинами (настоящий сборник) стр. 53-66.

3. Е.Б. Володин, А.П. Сухоруков. Магнитное поле и тепловые потери несимметричной полосковой линии. Элементы и устройства управляющих машин. Сборник работ ОНТИ. Прибор, 1966.

4. Е.Б. Володин, А.П. Сухоруков. Экранирование магнитного поля полоскового тока тонкими проводящими пленками. Элементы и устройства управляющих машин. Сборник работ ОНТИ. Прибор, 1966.

Поступила в редакцию

7.5.1964 г.